2. Struga cieczy w momencie odrywania się kropli

Jednym z podstawowych sposobów dyspersji cieczy jest tworzenie się kropel wskutek rozpadu strugi lepkiej. Przy zaniedbaniu oddziaływania aerodynamicznego strugi z otoczeniem i dla powolnych przepływów rozpad strugi jest naturalnym efektem niestabilności cylindrycznej powierzchni ograniczającej ciecz. Problem rozpadu strugi był przedmiotem szeregu prace teoretycznych i eksperymentalnych w ciągu ostatnich 150 lat. Najstarsza i najprostsza interpretacja niestabilności strugi, podana przez Rayleigh'a [71], opiera się na stwierdzeniu, że dla osiowosymetrycznych zaburzeń powierzchni cylindrycznej istnieje długość fali kapilarnej o maksymalnym współczynniku wzmocnienia. Zaburzenie takie staje się w krótkim czasie dominującym i kiedy jego amplituda osiąga krytyczną wartość, struga rozpada się zgodnie z prostą regułą oddzielania się elementów cieczy między kolejnymi węzłami fali zaburzenia. W liniowym przybliżeniu [60], dla nieskończonego cylindra nielepkiej cieczy o promieniu r_j amplituda zaburzenia o maksymalnym współczynniku wzrostu rośnie jak

$$q_{max} = 0.97\sqrt{\sigma/8\,\varrho {r_j}^3} \tag{2.1}$$

a długość fali zaburzenia wyraża się prostą zależnością geometryczną

$$\lambda_R = 9.02 \cdot r_j. \tag{2.2}$$

Opis Rayleigh'a tylko w przybliżeniu odpowiada rzeczywistemu zjawisku rozpadu strugi. Obecność lepkości tłumi niestabilność strugi i modyfikuje związek (2.2), a efekty nieliniowe powodują asymetrię amplitud deformacji powierzchni. Eksperyment wskazuje również, że rozerwanie strugi nie następuje symetrycznie między sąsiednimi maksimami deformacji, a powstałe po rozerwaniu włókno cieczy „nie nadąża" z połączeniem się z nowo utworzoną kroplą i ulega ponownemu oderwaniu, dając początek dodatkowej małej kropli zwanej satelitą (por. rys. 1.2). W ostatnich latach zastosowanie metod perturbacyjnych wyższych rzędów pozwoliło na dość dokładny opis tych efektów [13, 14, 47].
Jednakże zastosowanie dostępnych obecnie metod analizy niestabilności powierzchni cieczy, czy też metod numerycznych [19], zawodzi całkowicie, gdy próbujemy modelować moment oderwania kropli od strugi. Można zauważyć, że objętość obszaru cieczy, w którym następuje przerwanie strugi, dąży do zera jak r^3, podczas gdy siła napięcia powierzchniowego powodująca usuwanie cieczy z przewężenia zależy liniowo od r. Pojawiającą się tutaj matematyczną osobliwość charakteryzuje dążące do nieskończoności przyspieszenie cieczy opuszczającej miejsce oderwania kropli. Trudności matematycznego

opisu momentu oderwania zostały zauważone przez Kellera [46], który sugerował możliwość istnienia rozwiązań samopodobnych. Tego typu rozwiązanie zostało ostatnio podane przez Eggersa [23], który zaproponował skalowanie długości i czasu w pobliżu osobliwości rozpadu poprzez fizyczne własności cieczy w następujący sposób:

$$l_\nu = \frac{\varrho \nu^2}{\sigma} \tag{2.3}$$

$$t_\nu = \frac{\nu^3\,\varrho^2}{\sigma^2} \tag{2.4}$$

Gdy zbliżamy się do punktu przerwania strugi zarówno w czasie ($t \to 0$) jak i w przestrzeni ($z \to 0$) promień kolumny cieczy zdąża do zera. Poszukując w pobliżu tego punktu asymptotycznej postaci równań ruchu cały problem daje się sprowadzić do znalezienia rozwiązania układu dwóch równań różniczkowych zwyczajnych dla bezwymiarowych funkcji $\phi(\xi)$ i $\psi(\xi)$:

$$\psi/2 + \xi\psi'/2 + \psi\psi' = \phi'/\phi^2 + 3\psi'' + 6\psi'\phi'/\phi \tag{2.5}$$

$$\phi' = \phi\tfrac{1-\psi'/2}{\psi+\xi/2} \tag{2.6}$$

Bezwymiarowa zmienna ξ, charakteryzująca „odległość" od punktu przerwania strugi (t_o,z_o), zdefiniowana jest jako:

$$\xi = \frac{(z - z_o)}{l_\nu}\sqrt{t_\nu/(t_o - t)} \tag{2.7}$$

Kształt powierzchni strugi $y(\xi)$ i jej prędkość dają się przedstawić w prosty sposób jako:

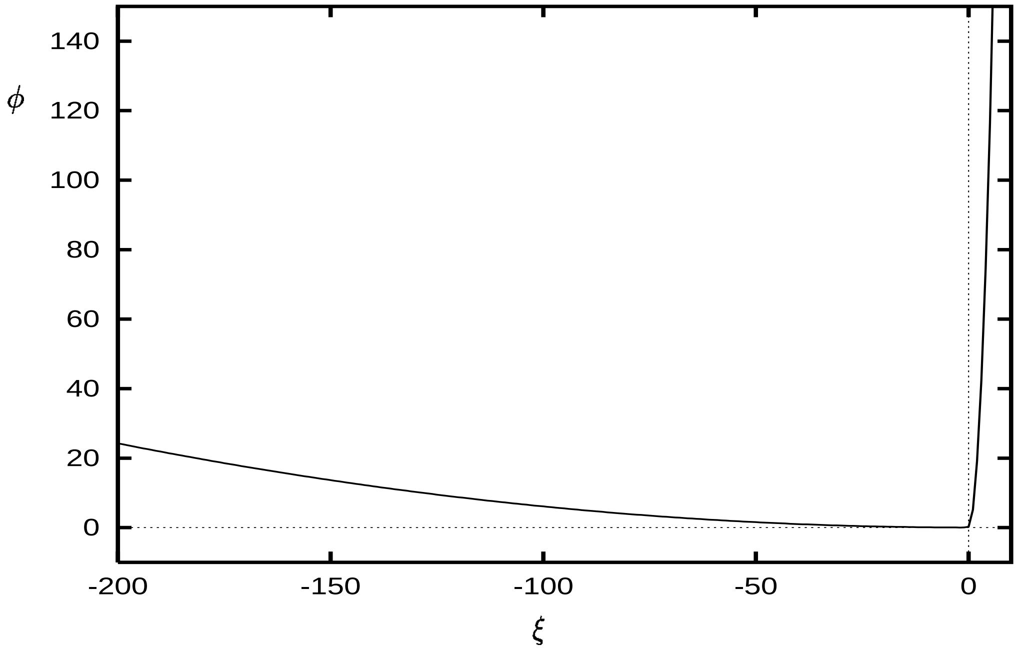
$$y(z,t) = l_\nu(t_o - t)/t_\nu\,\phi(\xi) \tag{2.8}$$

$$v(z,t) = l_\nu/t_\nu\sqrt{t_\nu/(t_o - t)}\,\psi(\xi) \tag{2.9}$$

Tak więc dla różnych cieczy kształt (i odpowiednio prędkość) strugi w momencie odrywania kropli opisuje jedna i ta sama funkcja ϕ (lub ψ dla prędkości), różniąca się jedynie współczynnikiem skali wyznaczonym przez l_ν i t_ν.

Przebieg funkcji kształtu powierzchni $\phi(\xi)$, będącej rozwiązaniem układu równań (2.6), pokazany jest na rys.2.1.

Ponieważ geometria samego końca strugi cieczy w sąsiedztwie punktu osobliwego nie wchodzi do układu opisującego asymptotykę rozerwania, można sobie wyobrazić, że w momencie oderwania kropli dominującą rolę mają pewne „uniwersalne" mechanizmy, niezależne od poprzedniej historii i geometrii strugi jako całości. Na pytanie, czy są to jeszcze mechanizmy hydrodynamiczne, czy też zbliżamy się do mikroskopowego opisu, gdzie efekty molekularne czy też niestabilności termiczne zaczynają odgrywać decydującą rolę, nie możemy na razie jednoznacznie odpowiedzieć. Niewielka liczba danych eksperymentalnych jak i niedoskonałość aparatu matematycznego utrudnia uzyskanie pełnego opisu tego zjawiska.



Rysunek 2.1: *Bezwymiarowa funkcja $\phi(\xi)$ przedstawiająca asymptotyczny kształt powierzchni strugi w pobliżu punktu (i czasu) oderwania kropli.*

Aktualność tematyki, jak i jej praktyczne znaczenie, skłoniło nas do przeprowadzenia serii eksperymentów celem bliższego przyjrzenia się procesowi odrywania kropli. Wyniki tych obserwacji podsumowane zostały w niniejszym rozdziale i porównane z oczekiwaniami asymptotycznego modelu Eggersa.

2.1 Obserwacje eksperymentalne

2.1.1 Stanowisko pomiarowe i ciecze

Stanowisko pomiarowe przedstawione w poprzednim rozdziale było wykorzystane do badań strug wody, alkoholu etylowego[1] oraz ich roztworów z gliceryną, wypływających do otaczającego je powietrza pod normalnym ciśnieniem a także dla pomiarów przeprowadzonych dla strugi oleju wypływającego do zamkniętego zbiornika zawierającego powietrze pod obniżonym ciśnieniem $(100Pa)$.

Dwie opisane poprzednio metody rejestracji, metoda stroboskopowo-fazowa i metoda „Frame-Transfer“ zostały wykorzystane do analizy procesu rozpadu strugi. Pomiary wykonane pierwszą metodą cechuje wyższa rozdzielczość obrazu, szczególnie w kierunku pionowym. Wykonane tą metodą pomiary cechuje dokładność ok. $0,7-1\mu m$, co umożliwia zebranie dokładnych danych dotyczących średnicy strugi przed oderwaniem kropli. Ze względu na charakter metody drobne fluktuacje prędkości strugi mogą wpływać na trudne do oszacowania niedokładności w ocenie czasu, co staje się szczególnie krytyczne w chwili zbliżania się do punktu oderwania. Dlatego, celem weryfikacji oceny prędkości cofającego

[1] We wszystkich opisanych w tej pracy eksperymentach stosowany alkohol to 97% alkohol etylowy

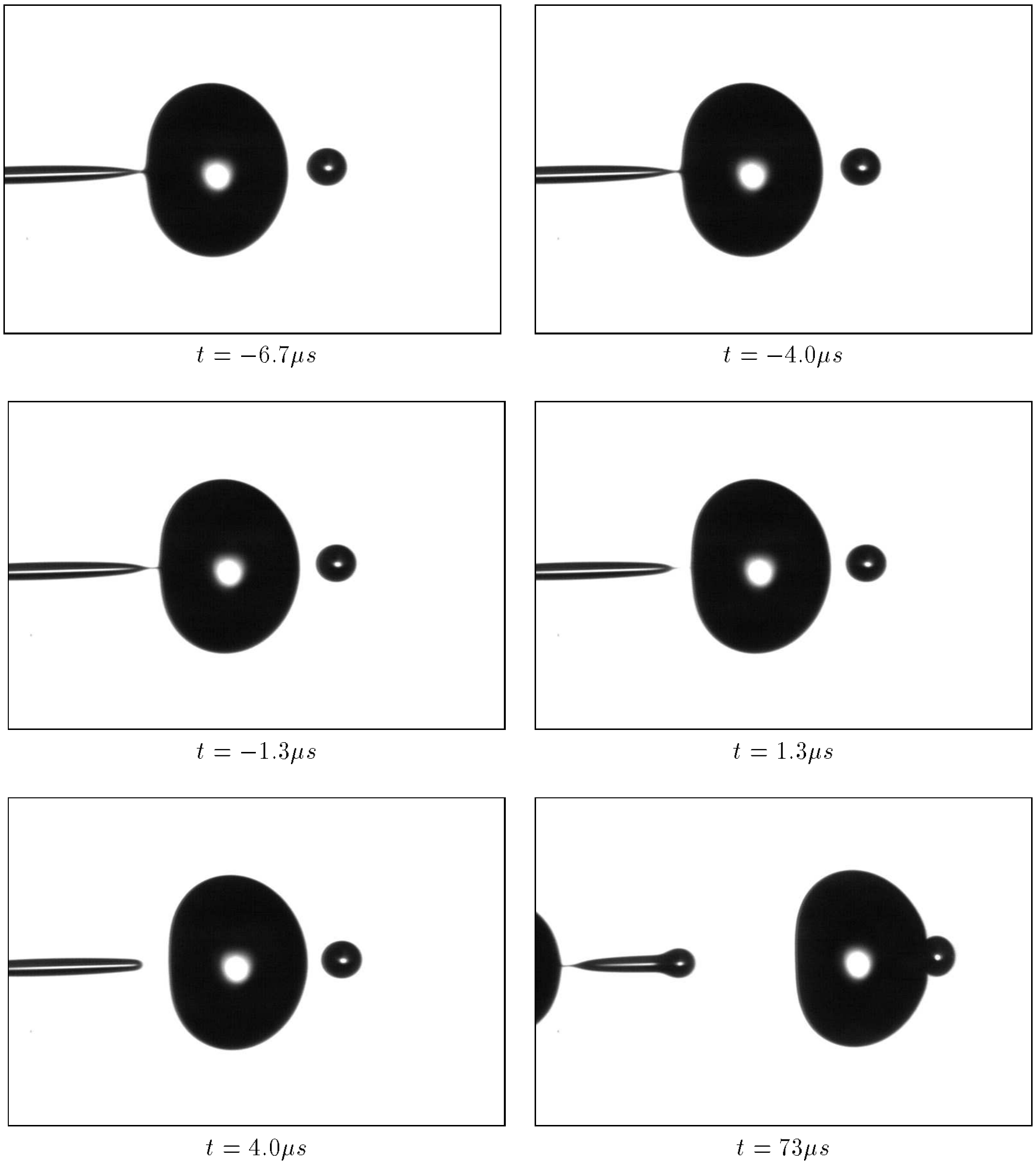
Ciecz	skład	ν	σ	ϱ	l_ν	t_ν	v_ν
		$[mm^2/s]$	$[mN/m]$	$[kg/m^3]$	$[\mu m]$	$[\mu s]$	[m/s]
Woda	W	1,0	72,6	1000	0,014	0,0002	72,7
Alkohol	A	1,48	22,5	803	0,036	0,001	28,01
MIX D	G-W	11,24	65,6	1161	2,23	0,44	5,03
MIX E	G-A	43,6	30,5	1081	71,8	114,5	0,63
MIX G	G-W	46,0	65,8	1209	38,8	32,7	1,18
GLY1	G-W	120	64,0	1220	274,5	627,9	0,44
GLY2	G-W	180	64,0	1230	622,7	2154	0,29
GLY3	G-W	320	63,8	1260	2022	12780	0,16
G29	Olej	128	31,1	870	458,3	1641	0,28

Tablica 2.1: *Zestawienie cieczy stosowanych w doświadczeniach i ich zmierzone własności fizyczne. Oznaczenia: A- alkohol etylowy, W- woda, G- gliceryna wskazują skład stosowanych roztworów.* l_ν*,* t_ν *i* v_ν *- czas, długość i prędkość skalująca wg. modelu Eggersa.*

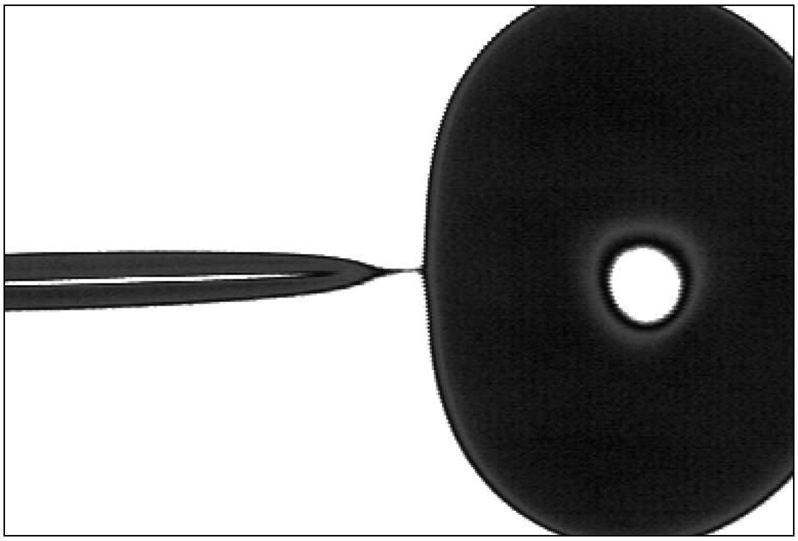
się elementu strugi po oderwaniu się kropli, przeprowadzono szereg pomiarów metodą „Frame-Transfer". Obrazy uzyskane tą metodą pozwalają również lepiej ocenić pojawianie się drobnych zaburzeń na mikro-strudze przed i po jej oderwaniu.
Celem zbadania wpływu własności cieczy (głównie lepkości) na proces rozrywania strugi, pomiary wykonano dla szeregu roztworów wody, gliceryny i alkoholu etylowego. Pozwoliło to na pokrycie zakresu lepkości kinematycznej od 10^{-6} do $3,2 \cdot 10^{-4} m^2/s$.
Dla zbadania wpływu otaczającego gazu przeprowadzono pomiary porównawcze dla zbiornika wypełnionego powietrzem pod normalnym ciśnieniem, jak i pod ciśnieniem $100 Pa$. Dla wykluczenia efektów parowania jako cieczy roboczej użyto oleju (Shell G29). Większość badań ograniczono do strug o średnicach w zakresie 75-500μm. W kilku seriach pomiarów dla cieczy o dużej lepkości rozszerzono badania na strugi o wyraźnie większej średnicy (1,6-1,8mm). Podstawowe charakterystyki stosowanych cieczy jak i typowe wartości charakterystycznych wielkości bezwymiarowych zostały zebrane w tablicy 2.1.
Przy analizie zachowania się strugi najbardziej istotnymi wielkościami bezwymiarowymi są proponowany przez Eggersa (2.3,2.4) charakterystyczny czas t_ν i długość l_ν . Jak można zauważyć na podstawie tablicy, dla badanych cieczy parametry te zmieniają się o kilka rzędów wielkości, od niemierzalnych wartości dla cieczy o małej lepkości (woda) do wartości nawet rzędu milimetra i milisekundy dla gliceryny. Dla porównania długość kapilarna ($\sqrt{\sigma/\varrho g}$) pojawiająca się przy modelowaniu tworzenia się strugi, jest wielkością o znacznie węższym zakresie zmienności (1,5 - 3mm).

2.1.2 Rezultaty pomiarów

Celem zbadania asymptotycznej postaci powierzchni strugi w momencie odrywania się kropli pomiary przeprowadzono dla cieczy w szerokim zakresie lepkości. Rys. 2.2 przedstawia przykład sekwencji rozwoju kształtu strugi, obserwowanej dla cieczy o



Rysunek 2.2: *Proces odrywania się kropli obserwowany dla strugi o promieniu* $r_j = 98,5\mu m$. *Czas podany w stosunku do momentu przerwania się strugi. Ciecz o stosunkowo małej lepkości (MIXD). Rzeczywista szerokość kadru zdjęcia wynosi* $1mm$



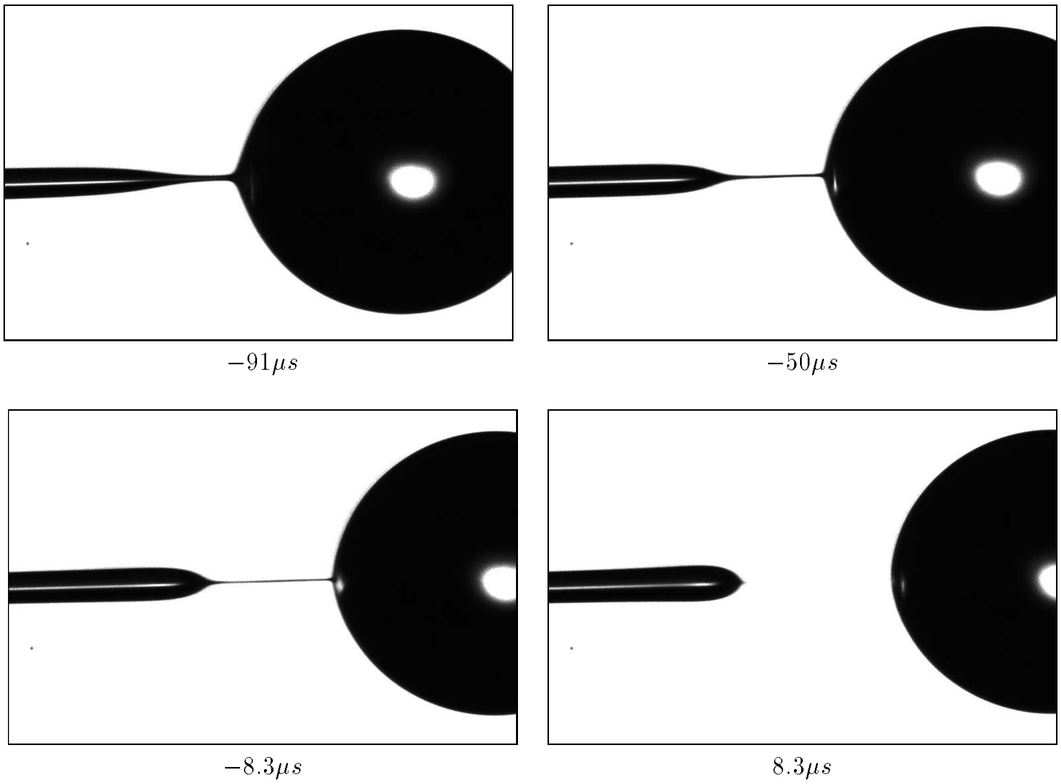
Rysunek 2.3: *Powiększenie obszaru tworzenia się kropli (1,3μs przed oderwaniem) dla układu cieczy z rys. 2.2. Widoczne jest tworzenie się krótkiej mikro-strugi. Szerokość kadru odpowiada* $0,5mm$.

stosunkowo małej lepkości (MIXD). Kilkanaście milisekund przed oderwaniem się kropli zakończenie strugi ulega zaostrzeniu, przybierając kształt stożka. Na krótko przed samym przerwaniem się połączenia pojawia się cienka mikro-struga, będąca przedłużeniem strugi właściwej. Można to lepiej zauważyć na obrazie powiększonym (rys. 2.3). Minimalna średnica tej mikro kolumny cieczy w momencie odrywania ma wymiar rzędu rozdzielczości optycznej układu, tzn. ok. $1\mu m^2$. Punkt przerwania się mikro-strugi jest odległy około $3-5\mu m$ od powierzchni kropli. Po przerwaniu się połączenia struga-kropla, następuje szybkie cofanie się pozostałej części strugi. Jest to spowodowane napięciem powierzchniowym, które przy dużej krzywiźnie zakończenia strugi powoduje jej gwałtowne przyspieszenie w kierunku dyszy wypływowej. Narastanie zaburzeń powierzchni strugi powoduje, że cofająca się ciecz nie ma możliwości powrotu do głównej strugi i tworzy dodatkową kroplę (satelitę). Jak to można zauważyć na ostatnim zdjęciu (rys. 2.2 $t = 73\mu s$), przebieg procesu oderwania się satelity wykazuje daleko idące podobieństwo do odrywania się kropli głównej. Również analogiczne są zmierzone wymiarowe charakterystyki tego procesu (długość i średnica mikrostrugi, jej szybkość cofania się).

Wartości prędkości cofania się dla makro i mikro zakończenia strugi (odpowiednio V_{z1},V_{z2}) oraz zmiany w czasie przewężenia strugi (minimum średnicy d_{min}), jego położenia oraz długości mikro-strugi[3] L były podstawowymi parametrami, które zostały określone dla przebadanych cieczy. Wymiarowe wartości tych wielkości zmieniają się w dość znacznych granicach w zależności od lepkości cieczy. I tak na kolejnych sekwencjach zdjęć (rys. 2.4-2.7), wykonanych dla cieczy o coraz wyższych lepkościach, możemy już wyraźnie zaważyć, że obszar przewężenia strugi przed jej oderwaniem L_{max} ulega znacznemu

[2]Trudno w tym momencie ocenić, czy ma miejsce dalsza degradacja tej średnicy, zanim nastąpi pełne przerwanie połączenia kropla-struga. Jednak opisane dalej pomiary dla cieczy o większej lepkości zdają się potwierdzać, że jest to graniczna średnica tej mikro-kolumny cieczy.

[3]zdefiniowana jako odległość końca stożka makro-strugi do brzegu kropli.

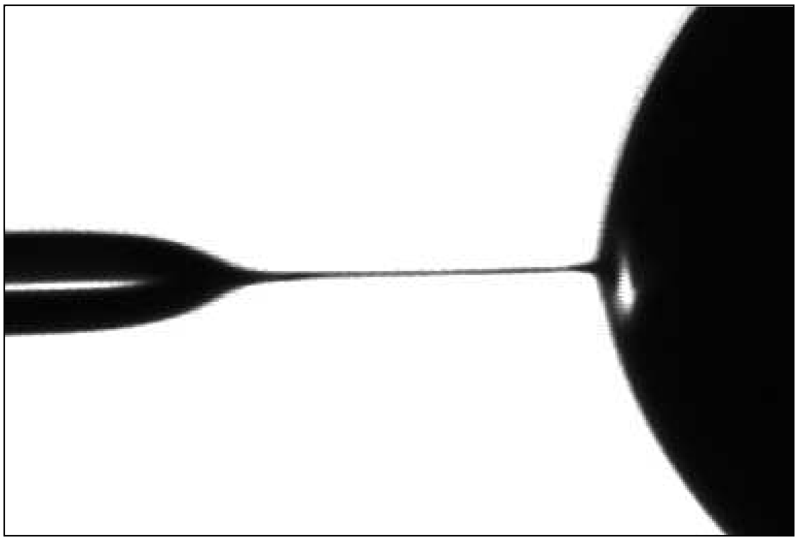


Rysunek 2.4: *Proces odrywania się kropli dla cieczy o podwyższonej lepkości (MIXE). Promień strugi* $r_j = 140\mu m$. *Czas podany w stosunku do momentu przerwania się strugi. Szerokość kadru zdjęcia odpowiada* $1mm$.

przedłużeniu. Mamy obecnie wyraźnie widoczną cienką „nitkę" cieczy, łączącą pozostałość „rozciągniętej" strugi z utworzoną kroplą. Średnica tej „nitki" nie przekracza kilku mikrometrów.

Śledząc poszczególne sekwencje procesu oderwania kropli możemy zauważyć, że przebiega on wyraźnie w dwóch etapach. Najpierw, w pobliżu przyszłej kropli tworzącej się na końcu strugi pojawia się pierwsze zaburzenie powierzchni, polegające na przewężeniu strugi. Ta część strugi, dalej nazywana makro-strugą, jest widoczna na większości zdjęć w postaci stożkowo kończącego się cylindra. Średnica makro-strugi zależy od wymiaru strugi właściwej i jest stosunkowo duża $(0,1 - 0,5mm)$. Między makro-strugą a kroplą powstaje kolejne przewężenie. Napięcie powierzchniowe powoduje tam wzrost ciśnienia wywołujący odpływ cieczy z tego obszaru w obu kierunkach i w konsekwencji dalsze pogłębianie się przewężenia. W krótkim czasie tworzy się wydłużona, cylindryczna mikro-struga, która łączy pozostałą makro-strugę z kroplą. W pewnej chwili, kiedy średnica tej mikro-strugi spadnie do kilku mikrometrów, dalszy przepływ lepkiej cieczy wewnątrz niej staje się znacznie utrudniony. Następuje wtedy „wyciąganie" tego obszaru przez cofającą się pozostałą część strugi i oddalającą się ze stałą prędkością kroplą. Obserwowany przyrost długości mikro-strugi ma charakter zbliżony do liniowego. Ilustruje to rys. 2.8 przedstawiający długość mikro-strugi zmierzoną na podstawie kilku serii obserwacji.

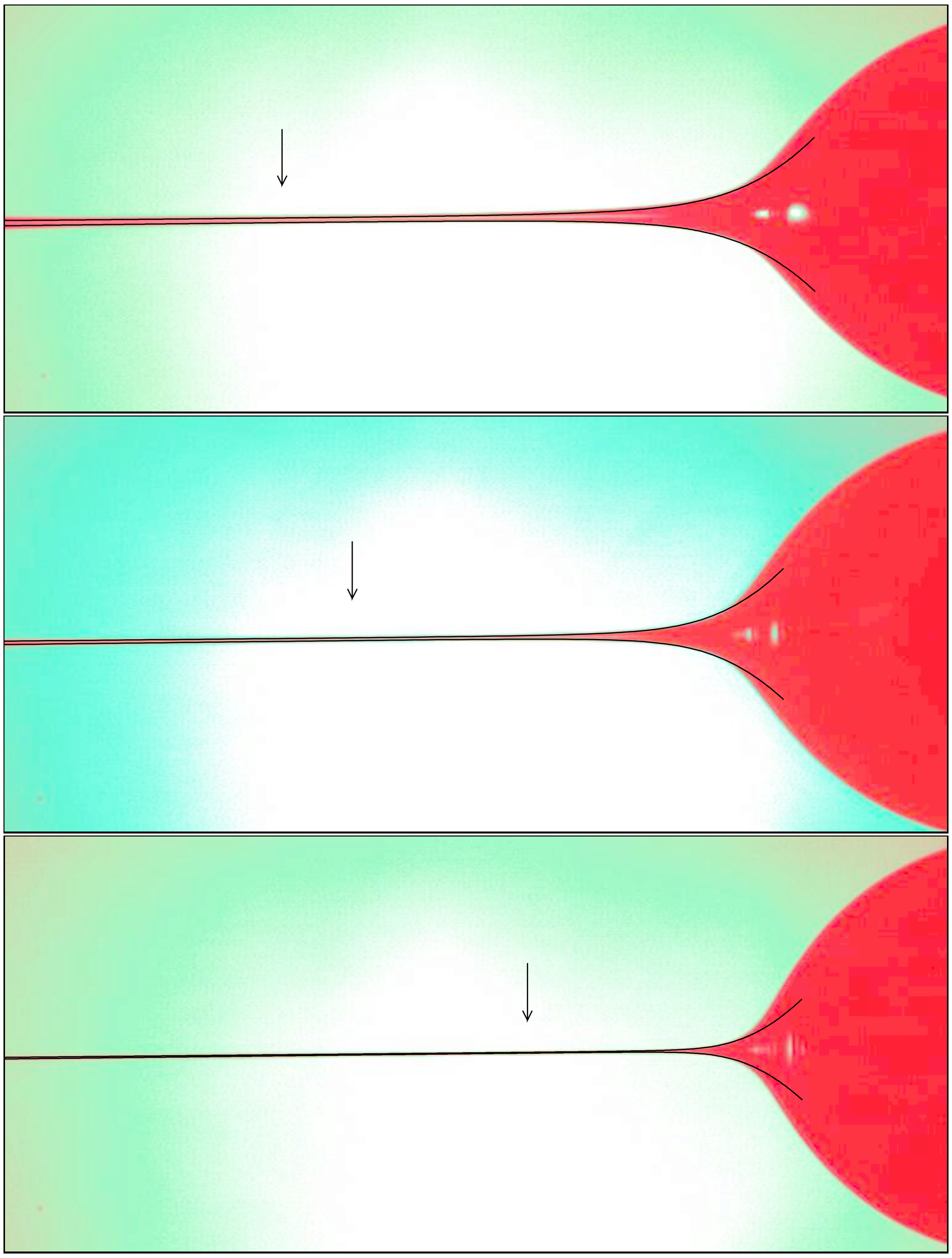
Proces ten możemy dokładnie prześledzić na wykonanej techniką „Frame-Transfer"



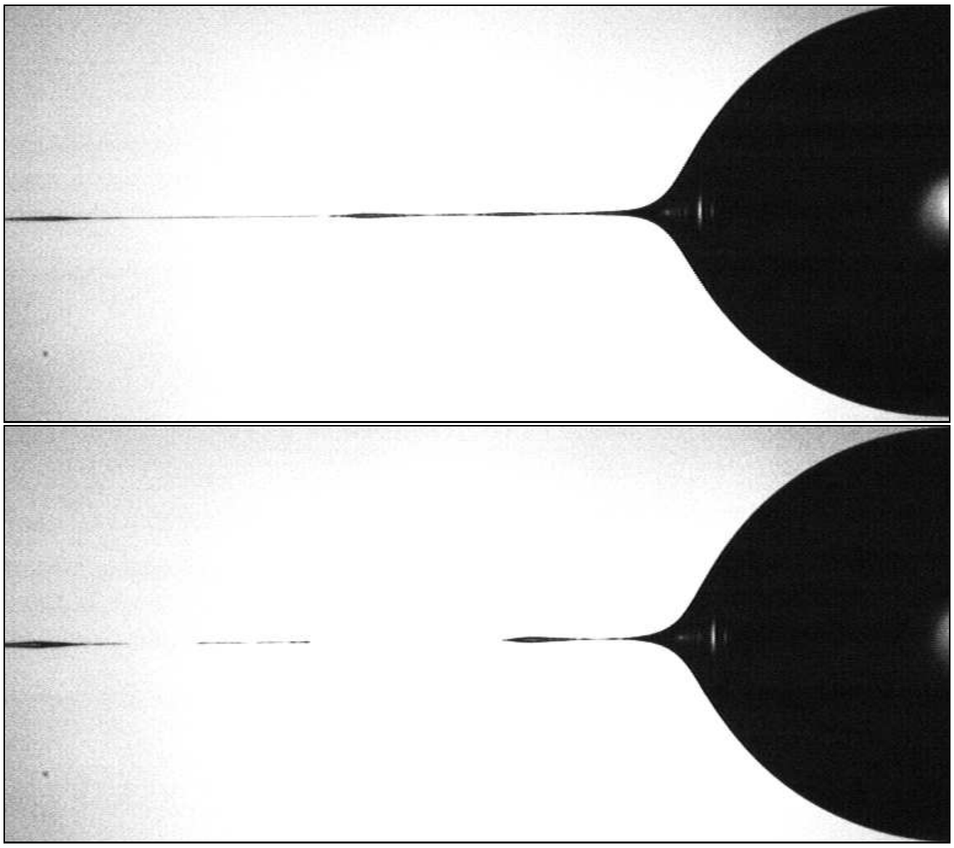
Rysunek 2.5: *Powiększenie obszaru tworzenia się kropli (16,6μs przed oderwaniem) dla układu cieczy z rys. 2.4. Wyraźnie widoczna długa mikro-struga łącząca kroplę z makro-strugą. Szerokość kadru odpowiada* 0,5*mm*.

sekwencji zdjęć pokazanej na rys. 2.9. Zarejestrowany jest przebieg procesu oderwania dla czasu rzeczywistego tzn., że w przeciwieństwie do poprzednich zdjęć wykonanych techniką stroboskopową, otrzymany obraz odpowiada sekwencji dla fizycznie tej samej strugi. Zasadniczo nie ma wyraźnych różnic między obrazami uzyskanymi obydwiema metodami rejestracji, co wskazuje na wysoką powtarzalność obserwowanych zjawisk. Dopiero samo rozerwanie się „nitki" strugi staje się procesem raczej przypadkowym. Na rys. 2.9 widać również wyraźnie jak tuż przed rozerwaniem strugi pojawiają się mikro zaburzenia powierzchni tej nitki cieczy. Mają one charakter podobny do typowej fali kapilarnej Rayleigh'a dla kolumny cieczy. Wydaje się więc, że o końcowym procesie oderwania kropli decyduje niestabilność wydłużonej kolumny cieczy. Podobnie jak dla strugi głównej, w miejscach węzłów fali kapilarnej powstaje jedno lub wiele przerwań (por. rys. 2.7), a odrywające się mikro-fragmenty cieczy stają się się źródłem mikro-satelitów, tzn. kropel wtórnych o średnicach rzędu mikrometrów.
Obserwacje przeprowadzone obecnie wskazują, że ostatnia faza procesu odrywania się kropli jest związana z powstaniem „nitkowej" struktury wiążącej krople z główną częścią strugi. Długość tej „nitki" jest funkcją lepkości cieczy. Jest to nowy element procesu odrywania kropli, nie zauważalny przy małej rozdzielczości układu optycznego. Należy tutaj podkreślić, że w większości publikowanych dotychczas obserwacji rozrywania się strugi [14, 29], ta „nitkowa" struktura była całkowicie niezauważalna z przyczyn czysto optycznych. Tylko mikroskopowe zdjęcia z niewielkiej odległości pozwoliły na zidentyfikowanie tego dodatkowego elementu procesu rozrywania[4]. Dla małej lepkości cieczy mikro-struga jest jedynie małym przewężeniem (por. rys. 2.3), którego długość nie

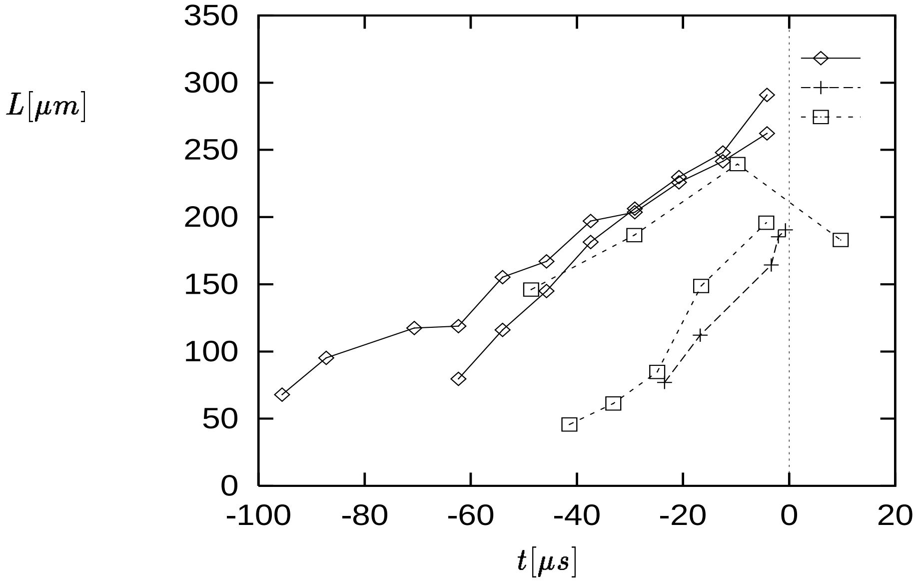
[4] W związku z tym należy odróżnić od obecnych publikowane często wartości prędkości cofania się strugi i jej średnicy, gdyż dotyczyły one na ogół dobrze widocznej pozostałości wydłużonej strugi (oznaczonej tutaj jako V_{z1}). Z tego samego powodu sam moment oderwania ma miejsce nieco później, niż mogłoby się to wydawać przy obserwacji strugi z mniejszym powiększeniem.



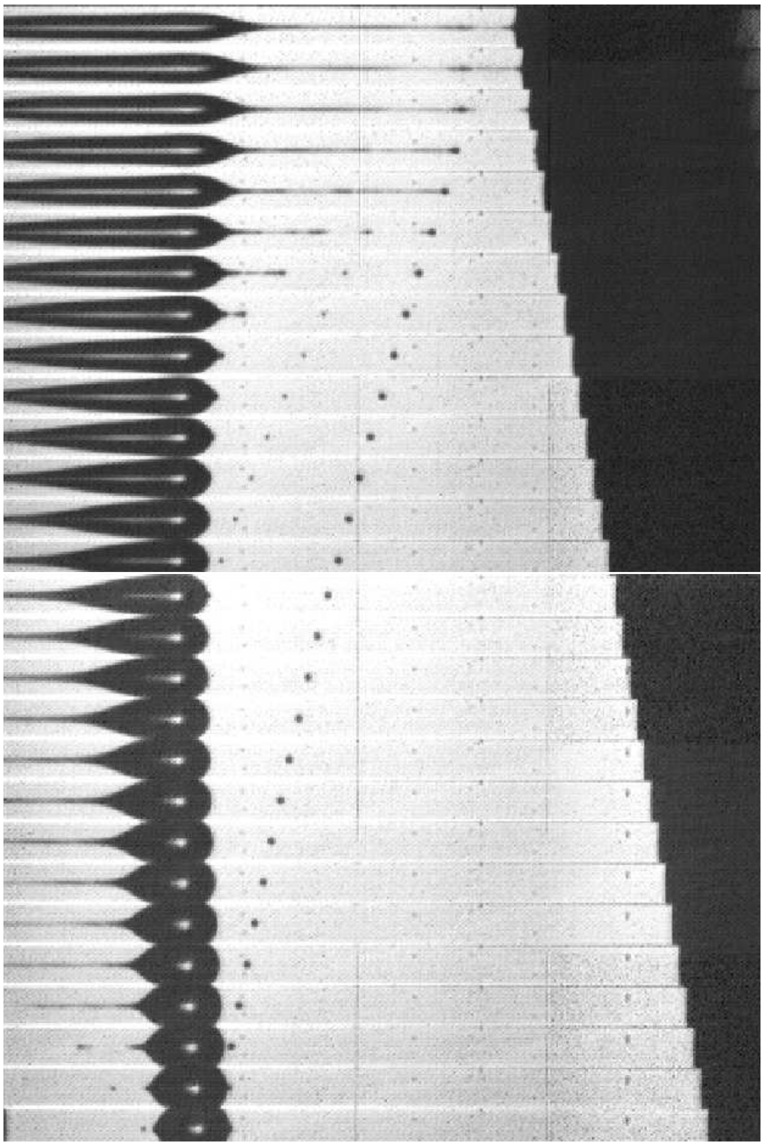
Rysunek 2.6: *Proces odrywania się kropli od strugi o promieniu* $r_j = 195\mu m$ *dla cieczy o dużej lepkości (GLY3). Linia ciągła - krzywa kształtu powierzchni obliczona wg. (2.8). Strzałka wskazuje na położenie minimum funkcji. Czas (od góry) w stosunku do momentu oderwania kolejno:* $-1053\mu s$, $-614,6\mu s$ *i* $-175,6\mu s$. *Szerokość kadru odpowiada* $2mm$.



Rysunek 2.7: *Kontynuacja rys.2.6. Mikro-struga w chwili przerwania i 44μs później.*



Rysunek 2.8: *Długość mikro-strugi L w funkcji czasu mierzonego w odniesieniu do chwili oderwania kropli. Pomiar dla:* $\diamond$ *- ciecz MIXE* $r_j = 140\mu m$, $+$ *- MIXG,* $r_j = 37,5\mu m$, $\square$ *- MIXG,* $r_j = 98,5\mu m$.



Rysunek 2.9: *Proces odrywania się kropli od strugi o promieniu* $r_j = 250\mu m$; *tworzenie się mikro-satelitów. Ciecz o podwyższonej lepkości (MIXG), interwał czasowy* $5,5\mu s$. *Szerokość kadru zdjęcia odpowiada* $1,1mm$. *Sekwencja zdjęć wykonana techniką „Frame-Transfer“.*

zezwala na powstanie fali kapilarnej. Ze wzrostem lepkości odpływ cieczy z powstałego przewężenia jest silniej tłumiony i proces „wyciągania“ strugi przebiega relatywnie długo. Rozmiary utworzonej nitkowej mikro-strugi osiągają wtedy do kilkuset jej średnic, a jej rozpad może nastąpić równocześnie w wielu punktach. Powoduje to utworzenie mikro-satelitów. Pozostała makroskopowa część strugi, zależnie od charakteru podstawowego zaburzenia generowanego w dyszy wypływowej, staje się podobnie jak dla cieczy o małej lepkości źródłem stosunkowo dużych kropel wtórnych, tzn. właściwych satelitów.

Podsumowując rezultaty badań zebrano w tablicy 2.2 zmierzone wielkości charakterystyczne obszaru oderwania. Podany czas mierzony jest w stosunku do chwili

Ciecz	r_j	Δt	L_{max}	L_{max}/l_ν	d_{min}	V_{z1}	V_{z2}	V_j
	$[\mu m]$	$[\mu s]$	$[\mu m]$	—	$[\mu m]$	$[m/s]$	$[m/s]$	$[m/s]$
W_{FT}	48	5,5	< 1	-	< 1	-	6,5	1,9
A	98,5	1,6	< 1	-	< 1	-	10,0	5,6
MIXD	98,5	2,66	45	20,1	0,7	2,4	4,9	2,9
MIXE	140	8,3	394	5,48	0,7	2,3	24	2,1
MIXG	37,5	1,34	220	5,67	< 1.2	6	30	5,3
$MIXG_{FT}$	37,5	5,55	220	5,67	-	4,5	25	4,5
MIXG	98,5	8,28	250	6.44	0,7	2,1	10,6	1,91
$MIXG_{FT}$	98,5	5,55	380	9,8	-	3,4	8,8	3,4
$MIXG_{FT}$	190	19,45	400	10,3	-	2,3	5,5	1,7
$MIXG_{FT}$	250	5,55	380	9,8	-	2,0	5,0	1,9
$MIXG_{FT}$	650	19,45	250	6,44	-	0,3	8,0	0,33
MIXG	650	-	350	9,02	0,7	-	-	0,95
GLY1	195	15,1	860	3,13	0,7	1,0	4,0	0,65
GLY2	900	137	1420	2,28	0,7	1,6	4,3	1,92
GLY3	195	10,97	1750	0,86	0,7	-	-	1,4
$GLY3_{FT}$	195	5,5	1800	0,89	-	-	13,0	1,2

Tablica 2.2: *Typowe wielkości charakterystyczne obserwowane w chwili Δt przed (po) oderwaniu się kropli: maksymalna długość mikro-strugi (L_{max}), minimalna średnica (d_{min}), prędkości cofania się makro- i mikro-strugi (V_{z1} i V_{z2}). Serie pomiarów z indeksem FT zostały wykonane techniką „Frame-Transfer“.*

przerwania strugi. Interwał czasowy (okres) rejestracji Δt wyznacza moment pomiaru jak i dokładność określenia chwili oderwania kropli, a tym samym dokładność podanych wartości maksimum długości i prędkości. Prędkości cofania się strugi odnoszą się do układu odniesienia poruszającego się ze strugą (kroplą). W związku z tym w pierwszej kolejności wyznaczono prędkość translacyjną układu struga-kropla[5]. Dla cieczy lepkich podano dwie wartości prędkości cofania się strugi, V_{z1} dla makroskopowo dobrze widocznej głównej części rozciągniętej strugi (zwanej makro-strugą), oraz V_{z2} dla jej nitkowego zakończenia (nazwanego mikro-strugą). Dla małych lepkości nie ma praktycznie możliwości dokładnego odseparowania końca makroskopowej strugi od jej „nitkowego“ zakończenia, wobec tego została podana tylko jedna wartość prędkości.
Analizując rezultaty zebrane w tej tablicy można zauważyć omawianą już wyżej silną zależność maksymalnej długości mikro-strugi (L_{max}) od lepkości cieczy. Wartość jej zmienia się w przeprowadzonych eksperymentach o trzy rzędy wielkości od mikrometrów dla mniej lepkich cieczy, do milimetrów dla bardzo lepkiego roztworu gliceryny (GLY3). W przeciwieństwie do długości mikro-strugi, zależność prędkości cofania się strugi od

[5]W tym celu dla sekwencji zdjęć z dobrze widoczną kroplą, określono jej geometryczny środek masy (metodą z rozdziału 4), i prędkość przemieszczania tego punktu przyjęto jako wielkość odniesienia. Małe wymiary strugi jak i krótki czas jej obserwacji pozwalają przyjąć, że prędkość ta jest stała dla danej serii zdjęć.

lepkości cieczy jest znacznie mniej wyraźna. Zmierzone wartości tej prędkości utrzymują się w podobnym zakresie kilku do kilkunastu m/s, wykazując jednak dość znaczny rozrzut trudny do usystematyzowania na podstawie paramerów cieczy czy strugi. Niewątpliwie takie parametry strugi, jak jej średnica i prędkość wypływu mogą być powodem modyfikacji mierzonej prędkości końca cofającej się strugi. Na przykład, dla układu MIXG możemy zauważyć kilkakrotny wzrost prędkości cofania się strugi dla wypływu z dyszy o małej średnicy ($75\mu m$). Ponieważ wielkość tworzących się kropel i odległość między nimi maleje z średnicą dyszy (por. równ. (2.2)), obserwowany proces odrywania dla małych średnic strugi różni się od pozostałych przypadków. Tworząca się mikro-struga osiąga tutaj długość porównywalną z odległością między sąsiednimi maksimami zaburzenia powierzchni. Moment przerywania rozpoczyna się więc praktycznie symetrycznie z obu stron, co zmienia obraz procesu w porównaniu z obserwowanym dla strug o większej średnicy.
Dla stwierdzenia, czy otaczający strugę gaz może mieć wpływ na proces rozrywania, wykonano również badania porównawcze dla strugi oleju (układ G29) w powietrzu pod ciśnieniem $100kPa$ i $100Pa$. Nie zauważono praktycznie żadnego wpływu tej zmiany zewnętrznego ciśnienia na prędkość cofania się strugi jak i na sam proces zrywania. Zarówno w gazie rozrzedzonym jak i pod normalnym ciśnieniem „nitka“ strugi wykazywała podobną kapilarną niestabilność prowadzącą do powstania jednego lub wielu punktów przerwania i tworzenia się mikrosatelitów. Analizując zdjęcia wykonane techniką „Frame-Transfer“ (np. rys.2.9) możemy zauważyć jeszcze jedna uderzającą prawidłowość procesu odrywania kropli. W układzie nieruchomego obserwatora, jakim jest kamera, prędkość cofania się pozostałości makro strugi (V_{z1}) jest przez dłuższy okres czasu obserwacji bliska zeru. Oznacza to, że jej bezwzględna wartość jest stała i zbliżona do prędkości translacyjnej układu (prędkości wypływu strugi V_j). Trudno znaleźć „ad hoc“ wytłumaczenie tej zaskakującej korelacji obu prędkości, obserwowanej dla stosunkowo szerokiego zakresu zmian parametrów eksperymentu.
Porównując rezultaty badań z istniejącymi w literaturze obserwacjami rozpadu kropel możemy znaleść duże podobieństwo procesu tworzenia się mikro-strugi do obserwowacji Stone'a [77, 80] dla kropel zawieszonych w niemieszającej się cieczy i rozciąganych w hiperbolicznym polu prędkości wytworzonym między czterema obracającymi się walcami. Mimo podobieństwa geometrycznego istnieje tu jednak istotna różnica w warunkach brzegowych w porównaniu z kroplą w ośrodku dynamicznie nieaktywnym jakim jest gaz. Przy odrywaniu kropli od strugi cały proces kierowany jest wyłącznie dynamiką układu struga-kropla, podczas gdy rozrywanie kropli w innej cieczy jest w większości procesem statycznym sterowanym wielkością naprężeń lepkich na granicy faz. Z tego też względu mimo dużego podobieństwa obu procesów, trudno o znalezienie wspólnej klasyfikacji obserwowanych kształtów.
Dla lepkiej cieczy wydłużone fragmenty strugi łączące tworzące się krople wykazują pewną analogię do obserwacji rozpadu cieczy nie-newtonowskich. W swojej monografii Yarin [90] wskazał, że dla strugi wodnego roztworu polimeru proces rozpadu na krople jest poprzedzony charakterystycznym znacznym wydłużeniem fragmentu strugi łaczącego tworzące się krople. W świetle obecnych badań wydaje się, że również dla cieczy newtonowskich możliwe jest tworzenie się charakterystycznego sznura kropel, jeśli tylko lepkość cieczy jest wystarczająco duża, by zapobiec przedwczesnemu rozerwaniu strugi. Brak mikroskopowych obserwacji samego procesu odrywania dla cieczy nie-newtonowskich

nie pozwala stwierdzić czy również tutaj proces odrywania kropli przechodzi przez fazę tworzenia nitkowych fragmentów mikro-strugi.
Należy również zauważyć, że obserwowana w niniejszych badaniach pionowo wypływająca struga w krótkim czasie tworzy praktycznie swobodnie spadający układ struga-kropla. Z dużym przybliżeniem można więc przyjąć, że zaniedbując wpływ otaczającego gazu, układ ten nie jest poddany żadnym zewnętrznym oddziaływaniom, znajdując się praktycznie w stanie „nieważkości". Zachowanie się strugi tworzonej w takim układzie odniesienia różni się zasadniczo od spotykanego często w literaturze układu „kropli kapiącej z kranu" [66, 76], gdzie mamy do czynienia z przyspieszaniem początkowo nieruchomej kropli, tworzącej się na niestabilnej powierzchni otworu wypływowego. Ta przyspieszająca kropla w sposób naturalny „wyciąga" łączącą ją z otworem kolumnę cieczy. Proces taki, dodatkowo wspomagany mechanicznie, jest zresztą powszechnie wykorzystywany w przemyśle włókien sztucznych oraz przy produkcji światłowodów.

2.2 Porównanie z modelem teoretycznym

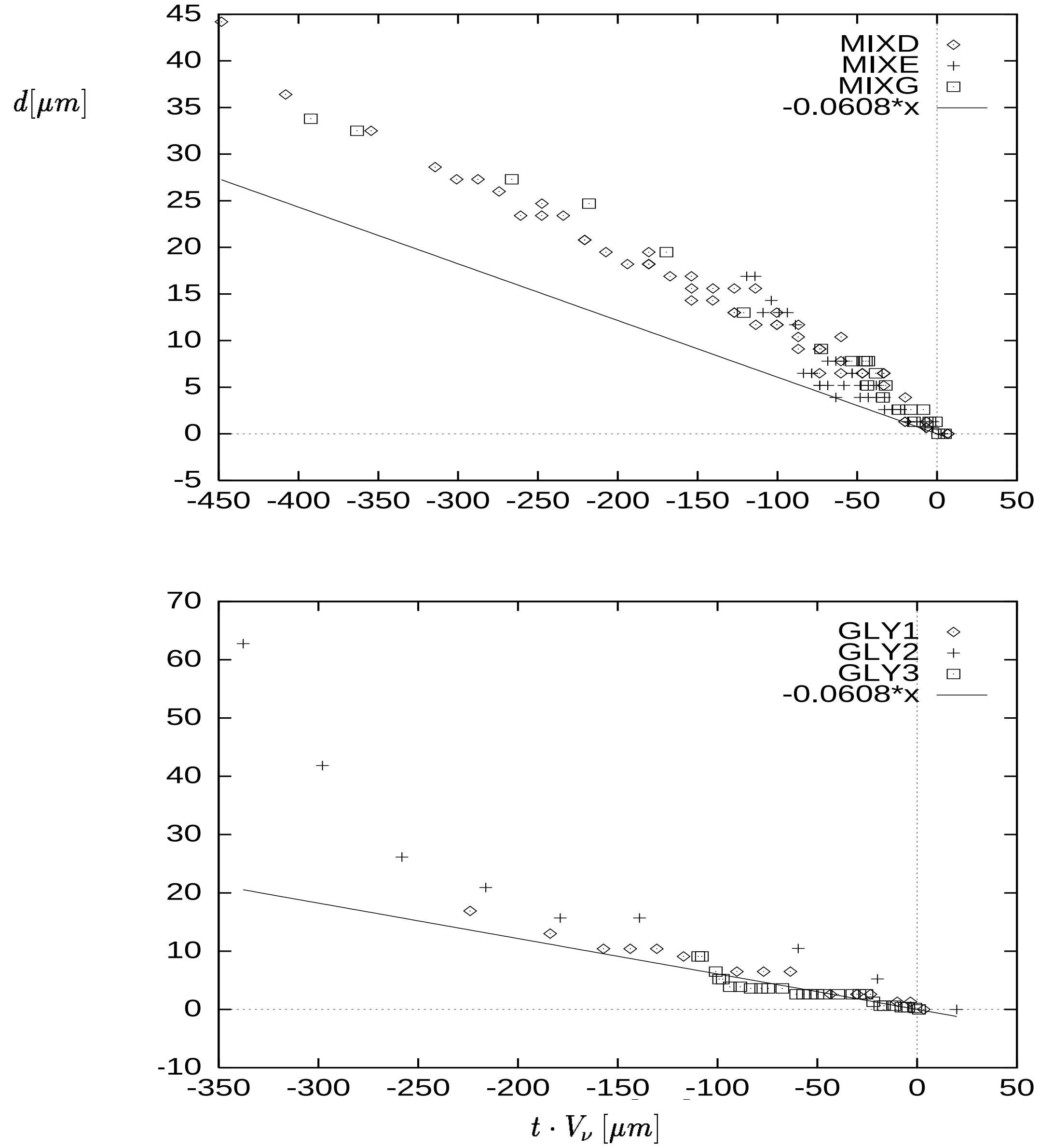
Przedstawione powyżej rezultaty badań wskazują, że istotnym parametrem modyfikującym proces rozpadu strugi jest lepkość cieczy. Oczywiście, również napięcie powierzchniowe, gęstość oraz parametry geometryczne eksperymentu mogą odgrywać ważną rolę, jednak ich zakres zmienności w eksperymencie jest stosunkowo niewielki. Spróbujmy więc usystematyzować uzyskane wyniki przy pomocy wielkości charakterystycznych dla wymiaru liniowego i czasu. Spośród parametrów występujących w badanym zjawisku można utworzyć trzy wielkości mogące stanowić wymiar charakterystyczny: wymiar dyszy $D \approx 2 \cdot r_j$, długość kapilarną $l_c = \sqrt{\sigma/\varrho g}$ oraz proponowaną przez Eggersa [23] „długość lepką" l_ν (2.3).
Ponieważ w eksperymencie nie zauważono istotnego wpływu średnicy dyszy na proces rozrywania, ta naturalna zdawałaby się skala długości nie ma zastosowania. Również długość kapilarna jako nie zawierająca lepkości nie może być przydatna. Pozostaje zatem trzecia wielkość i przy jej pomocy zostały wyskalowane mierzone długości. Przyjmijmy również za Eggersem należącą do tego samego modelu jednostkę czasu t_ν (2.4), co pozwala nam na zdefiniowanie skali dla prędkości cofania się strugi: $V_\nu = \sigma/\nu\varrho$. Wartości tych wielkości skalujących obliczone dla stosowanych cieczy podano w tablicy 2.1 na str.19.
W tablicy 2.2 zostały zebrane bezwymiarowe wartości mierzonych długości charakterystycznych dla strugi przed jej rozerwaniem. Jak można zauważyć, rzeczywiście wybrana skala długości wydaje się być odpowiednią dla opisu długości elementu nitkowego przed jego rozerwaniem. Większość zmierzonych bezwymiarowych długości tego obszaru zamyka się w zakresie 4–10 l_ν. Poza tym zakresem znajdują się jednak rezultaty pomiarów dla bardzo małych (MIXD, MIXE) i bardzo dużych (GLY3) lepkości. Niewątpliwie możemy więc stwierdzić, że chociaż wybrana skala długości oddaje silną korelację maksymalnej długości mikro-strugi i lepkości cieczy, nie uwzględnia jednak wszystkich możliwych mechanizmów wpływających na utworzenie omawianej struktury.
Nasza skala długości nie ma natomiast sensu dla minimalnej średnicy strugi, która we wszystkich eksperymentach była praktycznie stała i wynosiła około $1\mu m$. Podobnie

przedstawia się sytuacja z prędkością cofania się strugi (por. tab.2.1). Dla małych jak i większych lepkości strugi brak jednolitego zakresu dla bezwymiarowej wartości tej prędkości, zarówno dla końca makro-strugi jak i dla mikro-nici obserwowanej dla lepkich cieczy. Można nawet stwierdzić, że wymiarowa wartość prędkości cofania charakteryzuje się znacznie mniejszym rozrzutem wartości. Pewnym wytłumaczeniem jest tu fakt, że końcowa średnica obserwowanej przed rozerwaniem mikro strugi (d_{min}) jest, jak zauważono już wyżej, wielkością praktycznie stałą. Ponieważ wartość krzywizny związanej z tą wielkością jest głównym parametrem określającym kinematykę procesu cofania, nie należy się spodziewać istotnych różnic V_{z2}. I rzeczywiście można oszacować, że dla typowej cieczy o gęstości $\varrho = 1000 kg/m^3$, napięciu powierzchniowym $\sigma = 50 \cdot 10^{-3} N/m$ i średnicy mikro-strugi $d_{min} = 1\mu m$ prędkość ta wynosi w pierwszym przybliżeniu $10 m/s$, co mieści się w zakresie obserwowanych wartości.
Asymptotyczny model Eggersa przewiduje, że bezwymiarowe wartości zarówno maksymalnej prędkości cofania się strugi V_{z2} jak i jej minimalnej średnicy (d) przyjmują dla punktu przerwania odpowiednio wartość maksimum funkcji ψ i minimum funkcji ϕ:

$$V_{max}(t) = 8.726\sqrt{\nu}/\sqrt{(t-t_0)} \tag{2.10}$$

$$d_{min}(t) = 0.0608\frac{\sigma}{\varrho\nu}(t_0 - t) = 0.0608 V_\nu (t_0 - t) \tag{2.11}$$

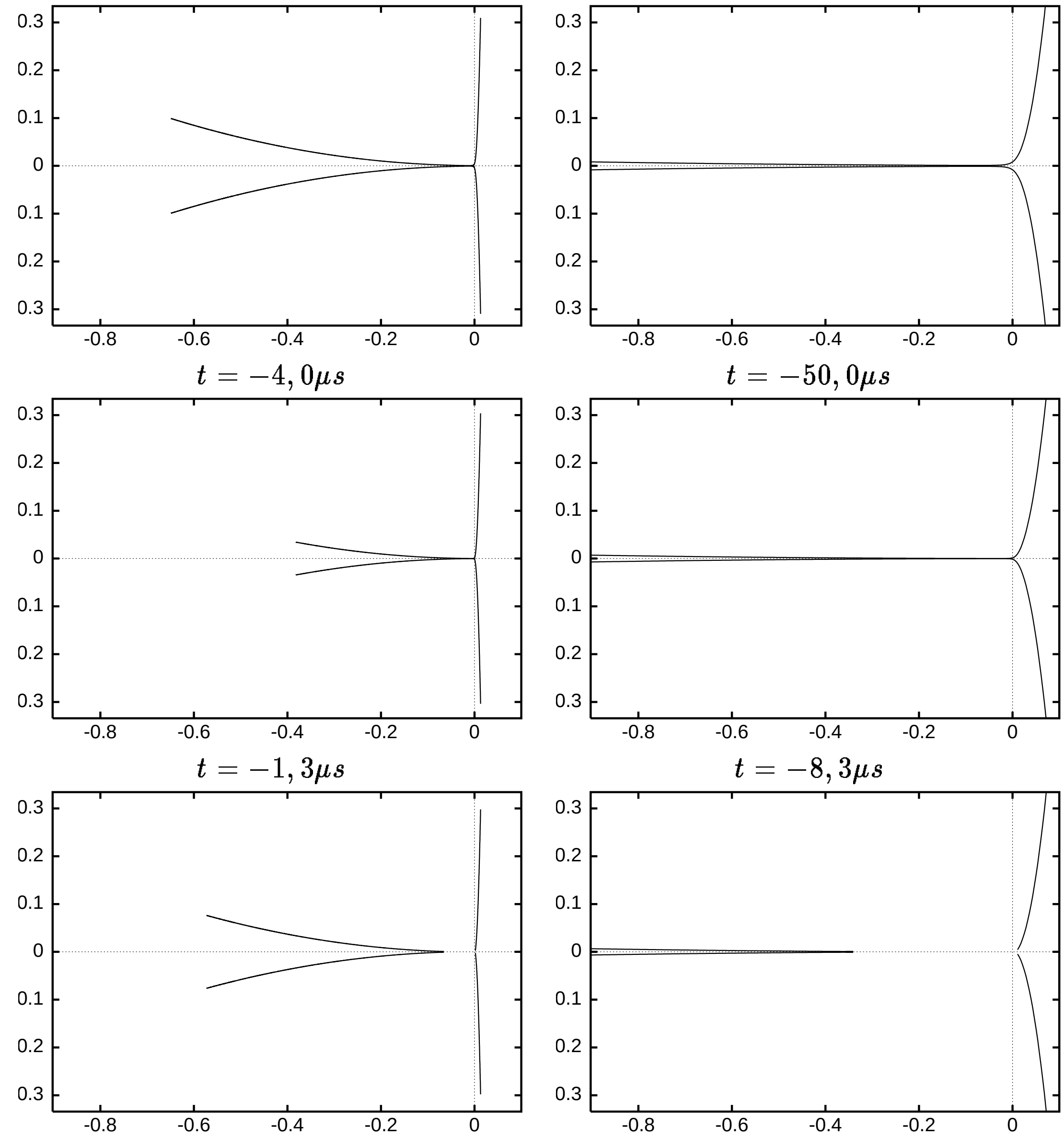
Jak widać maksymalna prędkość cofania strugi (2.10) przewidywana przez model jest jedynie „słabą“ funkcją lepkości cieczy i zmienia się jak $t^{-1/2}$ w miarę zbliżania się do punktu oderwania. Jest to zaskakujący rezultat, gdyż jak wiadomo siła powodująca ruch zakończenia strugi jest funkcją napięcia powierzchniowego i krzywizny strugi, parametrów nie wchodzących do wyrażenia (2.10).
Przeprowadzone obserwacje wskazują na słabą zależność prędkości cofania mikro-strugi od lepkości. Rozrzut mierzonych wartości, spowodowany być może wpływem innych parametrów, uniemożliwia jednak jednoznaczne potwierdzenie zależności (2.10). Z drugiej strony, ponieważ obserwowana średnica strugi przed jej przerwaniem jest praktycznie stała, a napięcie powierzchniowe zmienia się dla typowych cieczy w niewielkim stopniu, analiza wpływu pozostałych parametrów jest na podstawie obecnych eksperymentów niemożliwa.
Minimalna średnica strugi jest wg. modelu liniową funkcją czasu (2.11). Na rys. 2.10 porównano przewidywane przez model wartości $d_{min}(t)$ z rezultatami kilku pomiarów. Ze względu na asymptotyczny charakter modelu, jedynie wartości wokół punktu osobliwego ($t/t_\nu \to 0$, $z/l_\nu \to 0$) spełniają jego założenia. W skali rys. 2.10 oznacza to wartości na osi odciętych rzędu l_ν (por. tab. 2.1). I rzeczywiście zgromadzone w górnej części rysunku rezultaty pomiarów dla cieczy mniej lepkich wyraźnie odbiegają od przewidywań modelu. Jedynie położenie punktów w pobliżu zera osi odciętych odpowiada nachyleniu wg. (2.11). Dla cieczy o dużej lepkości zakres stosowalności modelu ulega znacznemu powiększeniu ($l_\nu = 274 - 2022$) i możemy jednoznacznie potwierdzić istnienie zależności (2.11).
Jak już wyżej wspomniano możliwości pełnego opisu teoretycznego procesu odrywania kropli stają się bardzo ograniczone gdy zbliżamy się do momentu, gdy średnica strugi staje się równa zeru. Istnieje oczywiście praktyczne pytanie, czy istnieje fizyczna granica wymiaru strugi, uzasadniona chociażby molekularną strukturą materii. Obecne eksperymenty wydają się wskazywać, że istotnie w skali mikro istnieje graniczny



Rysunek 2.10: *Obserwowana minimalna średnica strugi d przed oderwaniem kropli (punkty) i teoretyczna zależność liniowa wg. (2.11).*

wymiar, poniżej którego struga nie ulega dalszemu przewężeniu lecz zostaje przerwana. I tak zarówno dla małej jak i dużej lepkości cieczy minimalna średnica przewężenia jest rzędu $1\mu m$, mimo, że w tym drugim przypadku obszar rozrywania strugi ulega wyraźnemu przedłużeniu. Nie jest oczywiście wykluczone, że w momencie rozrywania tej $1\mu m$ struktury cieczy pojawia się kaskadowo kolejna „nano-nić" cieczy, ale tego typu scenariusz wydaje się mało prawdopodobny. Należałoby raczej znaleźć przyczynę, dla której struga cieczy o średnicy poniżej $1\mu m$ przestaje być stabilna. Można wysunąć kilka hipotez uzasadniających istnienie takiej granicy. Jedną z nich byłby rosnący z malejącą średnicą wpływ naprężeń lepkich na granicy ciecz/gaz. Przy opływie cylindra istnieje faktycznie zależność wskazująca na to, że naprężenia na jednostkę powierzchni

rosną jak $1/r$. Można by więc przypuszczać, że nawet dla małej prędkości względnej nastąpi przekroczenie granicznej wartości naprężeń i napięcie powierzchniowe nie będzie w stanie utrzymać strugi w całości. Przeciwko tej hipotezie przemawia fakt, że proces rozrywania jest (przynajmniej dla długich nici) poprzedzony pojawieniem się lokalnych zgrubień, wskazujących na pojawienie się fal kapilarnych. Praktycznie wyklucza tę hipotezę eksperyment przeprowadzony w warunkach obniżonego ciśnienia gazu. Mimo zminimalizowania efektów dynamicznych gazu, obserwacje strugi lepkiego oleju (układu G29) wskazują na niezmieniony charakter procesu rozrywania się cienkiej nici cieczy łączącej krople ze strugą. W świetle tych obserwacji trzeba też odrzucić idee, że to odparowywanie mikro-strugi jest przyczyną jej przerwania.
Innego rodzaju hipotezą jest obecność fluktuacji termicznych, których skala mogłaby osiągać wymiar rzędu minimalnej średnicy strugi. Czy jest to właśnie poszukiwana graniczna wartość? Na to pytanie można by jednoznacznie odpowiedzieć próbując tę wartość drastycznie zmienić, np. przez przeprowadzenie badań dla cieczy w bardzo niskiej temperaturze.
Asymptotyczny model Eggersa opisuje zmianę kształtu obszaru oderwania się kropli przy pomocy tylko jednej funkcji $\phi(\xi)$ (por. rys.2.1). Zależnie od wielkości (t_ν,l_ν) skalujących czas i długość, mniejszy lub większy obszar tej funkcji wokół osobliwości ($\xi = 0$) opisuje fizyczne zjawisko. Ponieważ funkcja ϕ ma w swojej części $\xi < 0$ płaski przebieg, dla dużych lepkości (a więc małych wartości t/t_ν, z/l_ν) obszar wokół zera jest stosunkowo duży - odpowiadając jakościowo wydłużonemu kształtowi mikro-strugi, takiemu jaki obserwujemy w eksperymencie.
Na rys. 2.11a podjęto próbę porównania przewidywanego przez model i obserwowanego kształtu dla strugi cieczy MIXD i MIXE. Ponieważ przybliżenie Eggersa opiera się na rozwinięciu wokół małego parametru, porównanie ma jedynie sens dla okolicy punktu oderwania z/l_ν, $t/t_\nu \approx 1$. Dla stosunkowo małej lepkości cieczy układu MIXD są to wielkości rzędu $2,23\mu m$ i $0,44\mu s$ dla miejsca i czasu przed (po) oderwaniu kropli (por. tablicę 2.1). Porównując rys. 2.11a z obserwowanym kształtem strug (rys. 2.2) można zauważyć, że czasowy przebieg zjawiska jedynie jakościowo zgadza się z opisem modelowym. Większa lepkość cieczy umożliwia dokładniejszą analizę kształtu strugi. Rys. 2.11b przedstawia kształty strugi obliczone dla cieczy o podwyższonej lepkości (MIXE) odpowiednio do obrazów strug z rys. 2.4. Zgodnie z definicją funkcji $\phi(\xi)$, kształt ten przybiera formę wydłużonego stożka. Porównanie kształtu tej funkcji wokół osobliwości wykazuje duże podobieństwo z obserwacjami (rys. 2.4). Jednak eksperyment wskazuje, że przyrost średnicy strugi w miarę oddalania się od punktu przerwania jest znacznie mniejszy niż wynikałoby to z modelu. Mikro-struga blisko chwili rozerwania jej ma dla przeważającej części eksperymentów kształt wydłużonego cylindra o średnicy stałej, która w swoim przeciwnym do kropli końcu gwałtownie powiększa się przechodząc w makro-strugę. Dla cieczy o średniej lepkości może być to spowodowane faktem, że obserwowany obszar wykracza poza zakres stosowalności modelu ($z/l_\nu > 1$). Dla cieczy bardzo lepkiej (por. rys.2.6), dla której długość charakterystyczna $l_\nu = 2mm$ i warunek modelu $z/l_\nu \approx 1$ pozostaje spełniony dla całej długości mikro strugi, kształt przewidywany przez model Eggersa praktycznie pokrywa się z obserwowanym obrazem strugi. Na styku strugi z kroplą pojawiają się jednak znaczne rozbieżności.
Tak więc model asymptotyczny [23] charakteryzuje poprawnie jedynie kształt strugi w



$t = -4,0\mu s$ | $t = -50,0\mu s$

$t = -1,3\mu s$ | $t = -8,3\mu s$

$t = 1,3\mu s$ | $t = 8,3\mu s$

(a) - MIXD (b) - MIXE

Rysunek 2.11: *Kształty strugi obliczone na podstawie modelu Eggersa odpowiadające pomiarom przedstawionym na rys. 2.2 (a) oraz 2.4 (b). Skala wykresów podana w milimetrach odpowiada skali w/w obrazów strugi.*

niewielkim obszarze wokół punktu rozerwania. Jest to rezultatem prawidłowej oceny asymptotyki średnicy strugi (por. rys. 2.10). Zarówno gwałtowne przejście mikro strugi w makro strugę z jednej strony, jak i kształt kropli z drugiej strony osi odciętych odbiegają wyraźnie od przewidywań modelu. Również porównanie kinematyki procesu cofania się strugi po jej przerwaniu wykazuje trudne do zinterpretowania rozbieżności.

2.3 Podsumowanie

Rezultaty przeprowadzonych pomiarów wskazują, że w szerokim zakresie zmian parametrów cieczy (lepkości) proces odrywania się kropli od strugi charakteryzuje ten sam mechanizm, polegający na tworzeniu sie mikro-strugi między kroplą a strugą właściwą. Maksymalna długość tej mikro-strugi jest funkcją lepkości ale jej minimalna średnica oraz prędkość cofania się po oderwaniu się kropli są w wielkościami przybliżeniu stałymi.
W skali l_ν zmierzone długości mikro-strugi redukują się do tego samego rzędu wielkości. Podobnie asymptotyka minimalnej średnicy strugi przed jej zerwaniem potwierdza zasadność samopodobnego modelu Eggersa [24]. Nie można tego powiedzieć o granicznej wartości wymiaru strugi, przy której następuje jej zerwanie, a która wydaje się być uniwersalną stałą, niezależną od parametrów eksperymentu. Podobnie pozostałe wielkości charakteryzujące zjawisko takie jak punkt przerwania i prędkość cofania się strugi nie odpowiadają przewidywaniom modelu. Jest to spowodowane innym niż oczekiwania modelu scenariuszem ostatniej fazy procesu.
Choć więc trudno na podstawie powyższych eksperymentów jednoznacznie potwierdzić zasadność asymptotycznego modelu Eggersa, z całą pewnością oddaje on jakościowe charakterystyki procesu. Przyjęte założenie o całkowitej lokalności procesu oderwania, odizolowanego od „zewnętrznych" warunków początkowych jest słuszne. Nie stwierdzono bowiem wpływu na proces odrywania takich istotnych dla makroskopowej strugi parametrów jak jej średnica i prędkość. Jednak wydaje się, że do ilościowego opisu zjawiska nie wystarcza przyjęcie jednowymiarowego opisu. Przede wszystkim efekty inercyjne, które umykają w tym opisie, modyfikują zarówno prędkość jak i kształt strugi. Powoduje to, między innymi, że struga jest poddana nie tylko „zaciskającemu" ją napięciu powierzchniowemu, ale również „wyciągającemu" wpływowi sił bezwładności poruszającej się kolumny cieczy i wciąż powiązanej z nią kropli. Istnieje więc nadal potrzeba modelu teoretycznego, który by w sposób kompleksowy opisał procesy przebiegające podczas rozrywania strugi.